LAS INTERACCIONES NO GRAVITACIONALES

Roberto Martínez

Departamento de Física, Universidad Nacional de Colombia, Bogotá, Colombia.

Resumen

Se desarrolla el formalismo de las teorías de gauge y su aplicación a las interacciones no gravitacionales. Se hace una descripción de los modelos mas importantes y sus implicaciones fenomenológicas.

Palabras claves: Teoría de campos, interacciones.

Abstract

The gauge formalism of the non gravitational interactions is shown. The most important models and their phenomenological implications are discussed.

Keywords: Quantum field theory, interactions.

1. Introducción

Las interacciones de la naturaleza que mejor se han podido describir matemáticamente, con predicciones experimentales sorprendentes, son las interacciones fuertes y electro-débiles. Las teorías de gauge permiten de manera natural introducir las interacciones y construir modelos cuánticos de las interacciones usando métodos funcionales o de integrales de camino. Estas teorías de gauge están fundamentadas en principios de simetrías que dejan invariantes las ecuaciones de movimiento o el Lagrangiano que las genera. Para las tres interacciones mencionadas anteriormente la simetría asociada es el grupo semisimple $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ el cual corresponde al producto de tres grupos unitarios de determinante uno que actúan sobre espacios de dimensión 3, 2 y 1 respectivamente. La

R. Martínez. e-mail: remartinezm@unal.edu.co

primer componente, $SU(3)_C$, se asocia a la interacción fuerte y los números cuánticos se llaman los colores, los cuales son portados por los quarks y permiten el intercambio de gluones. Esta interacción es la encargada de formar estados ligados de quarks que se manifiestan en la naturaleza como hadrónes y mesones. Entre los hadrónes se tienen protones y neutrones, que forman los nucleos atómicos y los mesones son los portados de la interacción nuclear para mantener ligados los nucleones en el centro de los átomos. Los otros dos grupos $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ se asocian a las interacciones electro-débil las cuales son las responsables de la formación de todas las moléculas y los decaimientos radiativos de los átomos.

La teoría anterior se llama el modelo de *Glashow, Weinberg y Salam* (GWS)[1] para las interacciones electrodébiles y hasta la fecha ha sido muy exitoso por sus aciertos con respecto a los resultados experimentales; y por su gran alcance predictivo. De una parte explica satisfactoriamente los decaimientos $\mu \to e\nu_\mu\bar{\nu}_e$ y $n \to pe\bar{\nu}_e$, los cuales originalmente fueron descritos por medio de una teoría no renormalizable propuesta por E. Fermi en 1938. El modelo predijo la existencia de corrientes neutras las cuales fueron encontradas en la dispersión de neutrinos, la existencia del quark charm, el cual fue necesario postular para explicar la ausencia de corrientes neutras que cambian el sabor a nivel árbol. En el colisionador electrón - positrón del CERN, LEP, se descubrió la partícula Z correspondiente al cuanto de la interacción débil asociado a las corrientes neutras. La partícula observada más recientemente en los detectores CDF y D0 de FERMILAB es el quark top, necesario en la teoría para que haya cancelación de las anomalías y ésta sea renormalizable.

A pesar de estos éxitos, el modelo presenta varias dificultades. Una de las más importantes es el origen de las masas y de las matrices de mezcla entre los fermiones, tanto en el sector de quarks como de leptones. Dicha teoría se construye proponiendo un Lagrangiano invariante bajo transformaciones locales del grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ donde el subíndice L significa que estas transformaciones únicamente actúan sobre las componentes de quiralidad izquierda de los fermiones y Y es el número cuántico de hipercarga, el cual se definirá más adelante. Un lagrangiano con esta simetría prohibe que existan términos de masa en el lagrangiano para los fermiones y los campos de gauge. Para generar dichos términos se usa el mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría el cual es implementado introduciendo un doblete de partículas escalares donde uno de los campos adquiere un valor esperado en el vacío diferente de cero, generando una ruptura de la simetría de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ a $U(1)_Q$, donde Q es la carga electromagnética.

Al introducir la interacción de este doblete de partículas escalares con las partículas fermiónicas y los campos de gauge, ambos, fermiones y bosones gauge, adquieren masas después del rompimiento de la simetría, quedando un reducto, el Higgs, el cual es una partícula con una masa que es un parámetro libre y que hasta la fecha no se ha podido detectar. Dicha partícula se busca en el colisionador de hadrones LHC, Large Hadron Collider, que comenzará a funcionar en 2007.

A pesar de que el rompimiento de la simetría puede generar las masas, todavía no es claro la naturaleza del espectro de masas de los fermiones que se han observado actualmente. Mientras el quark top tiene una masa del orden de 174 GeV, el quark bottom tiene una masa del orden de 5 GeV, el electrón una masa de 0,5 MeV y los neutrinos tienen masas del orden de cero.

Actualmente ésta es una área muy activa en la investigación de Altas Energías. Se han propuesto diversos modelos con simetrías que rotan las partículas, simetrías horizontales, con la esperanza de que via rompimientos espontáneos de estas simetrías se pueda generar una jerarquía de masas en los fermiones. También se han propuesto diversas matrices de masa para reproducir las masas y las mezclas de los quarks [2, 3].

Por otra parte la teoría a escalas menores de 1 GeV no es perturbativa porque la constante de acoplamiento de la cromodinámica cuántica es mayor que uno, generándose otro campo amplio de investigación para ser explorado.

2. Contenido de partículas

De las mediciones recientes del ancho de decaimiento del Z en LEP se pudo determinar que el número de neutrinos izquierdos con masa menor a 45 GeV es igual a 3. Dicho resultado se obtuvo de las mediciones del ancho invisible de decaimiento del Z.

En la versión minimal del Modelo Estándar los neutrinos tienen masa igual a cero y por esta razón no se les introduce una componente de quiralidad derecha. El contenido de partículas y sus números cuánticos están dados en la tabla siguiente [4]:

Partículas	T_{3L}	Y	$Q = T_{3L} + \frac{1}{2}Y$
$l_L = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{matrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{matrix}$	$\begin{matrix} -1 \\ -1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0 \\ -1 \end{matrix}$
$Q_L = \begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L$	$\begin{matrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{matrix}$	$\begin{matrix} \frac{1}{3} \\ \frac{1}{3} \end{matrix}$	$\begin{matrix} \frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{matrix}$
u^i_R	0	$4/3$	$2/3$
d^i_R	0	$-2/3$	$-1/3$
e_R	0	-2	-1
$\phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$	$\begin{matrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{matrix}$	$\begin{matrix} 1 \\ 1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 1 \\ 0 \end{matrix}$

donde el superindice i se refiere a los tres números de color de los quarks, u, d. Este indice no lo portan los leptones e, ν porque ellos no pueden experimentar esta interacción, o equivalentemente, podemos decir que la carga de color de los leptones es cero. En los laboratorios se han descubierto tres familias de partículas elementales identicas a la anterior. En el sector de quarks se tienen los quarks c, s y los quarks de la tercer familia t, b. En el sector de los leptones en la segunda familia se tienen μ, ν_μ y en la tercer familia τ, ν_τ.

Las partículas portadoras de las interacciones son: ocho gluones de la interacción fuerte, W^+, W^- y Z^0 de la interacción débil y el fotón de la interacción electromagnética.

3. El lagrangiano del Modelo Estándar

Para que la teoría sea invariante bajo transformaciones locales $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, la derivada covariante debe tener la forma

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\vec{A}_\mu \cdot \vec{T} + i\frac{g'}{2}YB_\mu \tag{1}$$

donde A^a_μ, $a = 1, 2, 3$, son los campos de gauge asociados a los generadores $T^i = \tau^i/2$ de $SU(2)_L$ con τ^i las matrices de Pauli y B_μ es el campo de gauge asociado al generador Y de $U(1)_Y$. g y g' son las respectivas constantes de acoplamineto.

Al exigir que el lagrangiano sea invariante bajo transformaciones locales, la derivada covariante debe de transformar como

$$D'_\mu = UD_\mu U^\dagger \tag{2}$$

donde U es una transformación del grupo. De dicha expresión se puede inferir como transforman los campos de gauge

$$\vec{A}' \cdot \vec{T} = U\vec{A} \cdot \vec{T}U^\dagger + \frac{i}{g}U\partial_\mu U^\dagger \tag{3}$$

y para una transformación de gauge infinitesimal

$$U = \exp\{i\theta \cdot T\} \approx I + i\theta \cdot T \tag{4}$$

el campo transforma como:

$$\delta A^c_\mu = f^{abc}A^a_\mu\theta^b + \frac{1}{g}\partial_\mu\theta^c \tag{5}$$

Teniendo la derivada covariante para el grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ se puede construir el lagrangiano de los campos, de la siguiente forma:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L} &= \bar{l}_L i \not{D} l_L + \bar{e}_R i \not{D} e_R \\
&+ \bar{Q}'_L i \not{D} Q'_L + \bar{\mathcal{U}}'_R i \not{D} \mathcal{U}'_R + \bar{\mathcal{D}}'_R i \not{D} \mathcal{D}'_R \\
&+ (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \\
&- \bar{Q}'_L h_d \phi d'_R - \bar{Q}'_L h_u \widetilde{\phi} u'_R - \bar{l}_L h_e \phi_R \\
&- \frac{1}{4} F^a_{\mu\nu} F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \mathcal{L}_{GF} + \mathcal{L}_{FP} \qquad (6)
\end{aligned}
$$

De dicho lagrangiano se pueden hacer los siguientes comentarios:

1. El lagrangiano de interacción para el campo ϕ debe tener términos hasta orden ϕ^4 para que la teoría sea renormalizable.

2. El signo relativo de las constantes de acoplamiento del potencial de Higgs μ y λ está determinado por el rompimiento de la simetría.

3. Las constantes de Yukawa h_u, h_d y h_e corresponden a matrices 3×3 y están relacionadas con las masas y mezclas de los fermiones. El lagrangiano anterior corresponde a fermiones sin masa, y las masas de los fermiones aparecen solo cuando se rompe la simetría y el valor esperado en el vacío del campo de Higgs es diferente de cero, $< \phi >_0 \neq 0$.

4. Un término de masa fermiónico rompería la simetría. El término de masa del fermión se escribe como

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \qquad (7)$$

y bajo una transformación del grupo $SU(2)_L$,

$$
\begin{aligned}
m(\bar{\psi}'_L \psi'_R + \bar{\psi}'_R \psi'_L) &= m(\bar{\psi}_L U^\dagger I \psi_R + \bar{\psi}_R I U^\dagger \psi_L) \\
&\neq m(\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \qquad (8)
\end{aligned}
$$

dicho término no es invariante.

5. Como no se propuso un neutrino derecho, ν_R, no aparece un término adicional en el lagrangiano de Yukawa y el neutrino tendrá masa igual a cero.

6. $\mathcal{L}_{GF}$ y $\mathcal{L}_{FP}$ corresponden a los lagrangianos que fijan el gauge y el lagrangiano de Faddeev y Popov.

La teoría presentada anteriormente tiene muchos puntos sin resolver y que no pueden ser explicados en el marco de ella. Entre ellos se tienen

1. Las masas de los fermiones son muy diferentes y no es claro cual es el patrón que las genera y la relación entre ellas. Por ejemplo, el quark top tiene una masa de 174 GeV mientras que el quark bottom su masa es de 5 GeV. Por otra parte los quarks mas ligeros tienen masas de 0,01 GeV. Para los leptones las masas son mas disimeles. Los neutrinos tienen una masa casi cero y el electrón tiene una masa de 0,5 MeV.[7, 5, 6]

2. La carga de los quarks up es de $2/3$ y la de los quarks down es de $-1/3$. Para los leptones, la carga de los neutrinos es cero y los demás leptones tienen una carga de -1. Tampoco es claro porqué la carga eléctrica está cuantizada.

3. No es claro el origen del rompimiento de la simetría y la generación de las masas.

4. Tampoco es claro si existe nuevas partículas o interacciones y como se podría extender el modelo a otras escalas de energía del Universo [8].

5. Otra pregunta que se formula es si la simetrías asociadas a las interacciones se pueden reagrupar en una sola simetría y de las tres constantes de acoplamientro se pueden reducir a una sola [9].

6. En el modelo existen tres familias de fermiones las cuales son consistentes con experimentos de bajas energías si los neutrinos son ligeros. Existen nuevas familias y en que representaciones de las simetrías podrían estar?

7. Son las partículas fundamentales o éstas tienen estructura interna?

Estas son las preguntas mas inmediatas que deja abiertas el modelo presentado

3.1. $SU(6)$ y $SU(5)$

El contenido de partículas del modelo $SU(6)$ es [9]

$$\bar{6}=\begin{pmatrix} d_1^c \\ d_2^c \\ d_3^c \\ \nu_e \\ e^- \\ N_1^0 \end{pmatrix}_L , \begin{pmatrix} D_1^c \\ D_2^c \\ D_3^c \\ N_2^0 \\ E_2^- \\ N_3^0 \end{pmatrix}_L$$

$$15=\begin{pmatrix} 0 & u_1^c & -u_2^c & u_1 & d_1 & D_1 \\ -u_1^c & 0 & u_3^c & u_2 & d_2 & D_2 \\ u_2^c & -u_3^c & 0 & u_3 & d_3 & D_3 \\ -u_1 & -u_2 & -u_3 & 0 & e^+ & E_2^+ \\ -d_1 & -d_2 & -d_3 & -e^+ & 0 & N_4^0 \\ -D_1 & -D_2 & -D_3 & -E_2^+ & -N_4^0 & 0 \end{pmatrix}_L$$

Para obtener el contenido de partículas de $SU(5)$ basta suprimir la última fila o columna de las anteriores representaciones y obtendríamos las presentaciones de dimensión 5 y 10, respectivamente.

En estos dos modelos de unificación su simetría debe romperse espontá- neamente para obtener el modelo electro débil a bajas energías. Para generar estos rompimientos de simetría deben escogerse diferentes representaciones de Higgs y escoger en las direcciones adecuadas los valores esperados en el vacío del los campos de Higgs. Las representaciones mas usuales son las fundamental y la representación adjunta (para ambos grupos). Con estas representaciones es posible romper la simetría de acuerdo al siguiente esquema:

$$\begin{aligned} SU(6)[SU(5)] \longrightarrow \cdots &\longrightarrow SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \\ &\longrightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_Q. \end{aligned} \tag{9}$$

Con el modelo $SU(5)$ se puede explicar el origen de la cuantización de la carga electromagnética, el cual se ve claramente de la representación fundamental donde se acomodan los campos d^c, ν, e^- de la forma siguiente

$$\bar{5} = \begin{pmatrix} d_1^c \\ d_2^c \\ d_3^c \\ \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$$

Esta representación tiene una carga electromagnética nula y al sumar las cargas de los campos tenemos

$$\sum_{i=1,2,3} Q(d_i^c) + Q(e^-) = 0 \tag{10}$$

es decir, $Q(d_i^c) = 1/3$ el valor absoluto la carga del electrón.

Sin embargo, este modelo tiene neutrinos con masa igual a cero y produce un decaimiento del protón demasiado rápido en desacuerdo con los experimentos. El primer modelo, $SU(6)$, se utilizó para explicar porque los neutrinos pueden tener una masa pequeña. Esto se consigue implementando el mecanismo see saw en una matriz de masa 5×5 y, ajustando algunos parámetros y escalas de rompimiento de simetría, se obtiene neutrinos ligeros, acorde con la oscilación de neutrinos solares. También es posible arreglar las cadenas de rompimiento de la simetría de tal forma que el protón no decaiga tan rápido.

En el modelo $SU(6)$ se estudia las ecuaciones del grupo de la renormalización las cuales permiten tener una escala de unificación a energías de 10^{17} GeV. En este caso es posible mover la escala de unificación porque se tienen varios rompimientos de simetría, introduciendo mas grados de libertad y parámetros libres.

3.2. $SU(6)_R \otimes SU(6)_C \otimes SU(6)_L \otimes Z_3$

Este modelo se construye con el fin de explicar muchos de los problemas no resultos en la teoría electro-débil. El modelo incluye tres familas de partículas y la cancelación de las anomalías es natural al colocar la simetría discreta Z_3. El modelo es simétrico respecto a la paridad, el sector izquierdo de los fermiones es idéntico al sector derecho, pero la paridad se rompe espontáneamente al romper la componente derecha del grupo $SU(6)_R$ de simterías de la forma $SU(6)_R \rightarrow SU(3) \otimes SU(2)_R \rightarrow SU(3)$ y la componente izquierda del grupo $SU(6)_L$ de simterías como $SU(6)_L \rightarrow SU(3) \otimes SU(3)_L \rightarrow SU(2)_L$. El modelo no presenta decaimiento del protón y por tanto no hay restricciones tan fuertes a las escalas de rompimiento de simetría [10].

El contenido de partículas fermiónicas se puede escribir en la forma

$$Z_3\psi(6,1,\bar{6}) = \psi(6,1,\bar{6}) + \psi(1,\bar{6},6) + \psi(\bar{6},6,1) \tag{11}$$

con

$$\psi(1,\bar{6},6)=\begin{pmatrix} d_1^c & u_1^c & d_2^c & u_2^c & d_3^c & u_3^c \\ d_1^c & u_1^c & d_2^c & u_2^c & d_3^c & u_3^c \\ d_1^c & u_1^c & d_2^c & u_2^c & d_3^c & u_3^c \\ e_1^+ & N_1^0 & e_2^+ & N_2^0 & e_3^+ & N_3^0 \\ M_1^0 & L_1^- & M_2^0 & L_2^- & M_3^0 & L_3^- \\ T_1^+ & S_1^0 & T_2^+ & S_2^0 & T_3^+ & S_3^0 \end{pmatrix}_L$$

donde las tres primeras filas se refieren a los colores de los quarks. Las dos primeras columnas de fermiones representan la primera familia de partículas izquierdas, la tercera y cuarta columnas corresponden a la segunda familia de fermiones izquierdos y las dos últimas columnas son la tercera familia de fermiones izquierdos. La representación $\psi(\bar{6},6,1)$ corresponde a los campos derechos y la representación $\psi(6,1,\bar{6})$ son partículas exóticas que se introducen justamente para que se genere la cancelación de anomalías.

Para romper la simetría según el esquema

$$\begin{aligned} SU(6)_R \otimes SU(6)_C \otimes SU(6)_L &\rightarrow \cdots SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \\ &\rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_Q \end{aligned} \tag{12}$$

se utilizan las representaciones de Higgs. $Z_3(1,6,\bar{6})$, $Z_3(1,15,\bar{15})$. Con estas representaciones se da masa únicamente a la tercer familia de fermiones y se espera que mediante correcciones radiativas se genere la masa de las otras familias. Igual sucede con la parte de los campos neutros, los neutrinos. En la construcción inicial del modelo todas las partículas exóticas adquieren masas pesadas, lo cual es necesario para que el modelo sea viable fenomenológicamente.

Otro aspecto importante que se estudia sobre este modelo es el grupo de la renormalización y la forma como evolucionan las constantes de acopla- miento en la escala de unificacion. También se encontraron restricciones para que no se presenten cambios de sabor a nivel árbol a bajas energías mediante corrientes neutras en decaimiento de kaones cargados.

3.3. $SU(3)_L \otimes U(1)_X$

Este modelo corresponde a una extensión del modelo-electro débil $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ pero en este caso se cambian los dobletes débiles izquierdos por tripletes introduciendo nuevas partículas. Cuando se trata de construir un modelo renormalizable con cancelacion de anomalías se obtienen varias soluciones: se encuentran varios modelos para tres familias de fermiones y dos modelos para una sola familia. En los trabajos que realizamos consideramos los dos modelos de una familia y estudiamos el contenido fermiónico y algunas restricciones que podrían imponerse a la parte de las corrrientes neutras adicionales. Entre las dos versiones que se encontraron se pudo establecer que uno de los modelos es un subgrupo del modelo de unificación E_6 y el otro modelo es un subgrupo del modelo $SU(6) \otimes U(1)_X$[11].

- Modelo I. $SU(3)_L \otimes U(1)_X \subset E_6$
- Modelo II. $SU(3)_L \otimes U(1)_X \subset SU(6) \otimes U(1)_X$

En el primer caso se tiene una familia de fermiones con 27 campos y en el segundo caso se tiene una familia de fermiones con 30 campos. En ambos modelos, se estudiaron las corrientes neutras, los acoplamientos con la materia y las mezclas entre ellas.

Para establecer restricciones a estos parámetros de corrientes neutras se realizó un χ^2 con datos experimentales del Colisionador electrón positrón del CERN y violación de paridad atómica según los datos de la tabla.

	Resultados experimentales	Modelo Estándar
Γ_Z (GeV)	$2{,}4952 \pm 0{,}0023$	$2{,}4963 \pm 0{,}0016$
$\Gamma(had)$ (GeV)	$1{,}7444 \pm 0{,}0020$	$1{,}7427 \pm 0{,}0015$
$\Gamma(l^+l^-)$ (MeV)	$83{,}984 \pm 0{,}086$	$84{,}018 \pm 0{,}028$
R_e	$20{,}804 \pm 0{,}050$	$20{,}743 \pm 0{,}018$
$A_{FB}(e)$	$0{,}0145 \pm 0{,}0025$	$0{,}0165 \pm 0{,}0003$
R_b	$0{,}21653 \pm 0{,}00069$	$0{,}21572 \pm 0{,}00015$
R_c	$0{,}1709 \pm 0{,}0034$	$0{,}1723 \pm 0{,}0001$
$A_{FB}(b)$	$0{,}0990 \pm 0{,}0020$	$0{,}1039 \pm 0{,}0009$
$A_{FB}(c)$	$0{,}0689 \pm 0{,}0035$	$0{,}0743 \pm 0{,}0007$
$A_{FB}(s)$	$0{,}0976 \pm 0{,}0114$	$0{,}1040 \pm 0{,}0009$
A_b	$0{,}922 \pm 0{,}023$	$0{,}9348 \pm 0{,}0001$
A_c	$0{,}631 \pm 0{,}026$	$0{,}6683 \pm 0{,}0005$
A_s	$0{,}82 \pm 0{,}13$	$0{,}9357 \pm 0{,}0001$
$A_e(\mathcal{P}_\tau)$	$0{,}1498 \pm 0{,}0048$	$0{,}1483 \pm 0{,}0012$
$Q_W(Cs)$	$-72{,}06 \pm 0{,}28 \pm 0{,}34$	$-73{,}09 \pm 0{,}04$

Las restricciones obtenidas se pueden resumir como:

- Modelo I. $SU(3)_L \otimes U(1)_X \subset E_6$

$$M_{Z_2} \geq 600GeV \qquad -0{,}0015 \leq \sin\theta \leq 0{,}0048 \tag{13}$$

- Modelo II. $SU(3)_L \otimes U(1)_X \subset SU(6) \otimes U(1)_X$

$$M_{Z_2} \geq 1500GeV \qquad -0{,}00015 \leq \sin\theta \leq 0 \tag{14}$$

donde M_{Z_2} es la masa de la tercera corriente neutra y $\sin\theta$ es el ángulo de mezcla con el Z de la interacción débil.

3.4. Modelos con simetría izquierda derecha, $SU(2)_R \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_{B-L}$

Este modelo se propuso con el fin de entender como se rompe la paridad de la simetría izquierda-derecha y explicar porque en la naturaleza las componentes izquierdas de los fermiones solo ven la interacción débil. También para tener un modelo donde la masa de los neutrinos sean diferente de cero[12].

Se estudió su Lagrangiano y los términos que fijan el gauge y la parte de fantasmas o Faddeev-Popov en diferentes gauge, lineal y no-lineal, los cuales se presentaron por primera vez a la comunidad científica internacional. Con este sector asi construido se puede estudiar las correcciones a un loop, cuánticas, asociadas al sector de gauge de la teoría. En particular se hizo un estudio sistemático de los decaimientos de los Higgses neutros de este modelo en campos de gauge, $h \to V_i^0 V_j^0$.

El modelo contiene dos tripletes, uno izquierdo y el otro derecho, y un bidoblete

$$\begin{aligned}
\Delta_{L,R} &= \begin{bmatrix} \Delta^+/\sqrt{2} & \Delta^{++} \\ \Delta^0 & -\Delta^+/\sqrt{2} \end{bmatrix}_{L,R}, \\
\phi &= \begin{bmatrix} \phi_1^0 & \phi_1^+ \\ \phi_2^- & \phi_2^0 \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{15}$$

De estos campos se tienen los bosones de Goldstone de los campos de gauge $W_{L,R}^+$ y los bosones de Goldstone de los campos Z, Z'. Los demás son Higgses reales. En particular, los Higgses neutros reales son importantes porque su detección experimental permitirá entender el rompimiento espontáneo de la simetría en las teorías de gauge y determinar la forma como las partículas adquieren masa en los modelos. En el Modelo Estándar únicamente se tiene un Higgs real neutro, en cambio en este modelo se tienen tres Higgses reales neutros.

El Higgs neutro se acopla a los fermiones proporcionalmente a la masa de éstos. Por esta razón el decaimiento mas probable de un Higgs con una masa menor que 180 GeV es en dos quarks bottom o dos leptones tau. Sin embargo, la detección de estos decaimientos es tan difícil y llena de ruido, que hace estos dos canales poco importantes para la detección de un Higgs. Por esta razón se buscan otras alternativas, que a pesar de ser 10^{-3} menos probables, la identificación en el laboratorio es mas clara. Entre estos modos se tienen los decaimientos $h \to \gamma\gamma$, $h \to \gamma Z$, $h \to \gamma Z'$. Estos decaimientos no se presentan a nivel árbol porque el fotón no se puede acoplar a un campo neutro, sin embargo, si se pueden presentar a nivel de un loop donde en el loop corren campos cargados permitiendo el acoplamiento y por ende haciendo que el proceso de decaimiento sea muy débil.

Los lagrangianos construidos para el sector que fija el gauge y los fantasmas son utilizados para calcular la contribución del modelo a los decaimientos mencionados anteriormente. Estos cálculos son presentados por primera vez en la literatura y son muy complejos y técnicos y se requiere un conocimiento profundo de la teoría de campos. En algunos casos es necesario calcular hasta 30 diagramas de Feynman y verificar que se cancelen las divergencias y se cumpla la conservación de la corriente electromagnética. También se utiliza este modelo para calcularlas correcciones a un loop para los momentos electromagnéticos del campo de gauge W_L.

3.5. Decaimientos con cambio de sabor

Los decaimientos de fermiones con corrientes neutras y cambios de sabor son cero en el modelo estándar, sin embargo ellos se pueden presentar a nivel de un loop cuando el estado final de fotón o Z se acopla a la corriente cargada que va dentro del loop. Este cálculo a nivel cuántico hace que el resultado sea muy suprimido. Sin embargo, para el sector de quarks down se ha calculado y su comparación con el experimento es muy buena. Para el sector de qurks up estos cambios de sabor son demasiados pequeños porque dentro del loop circula un quark bottom produciendo una supresión muy fuerte. En particular el decaimiento del quark charm en el modelo estándar esta muy suprimido 10^{-17} el cual se contrapone con las contribuciones de QCD que son del orden de 10^{-5} en una región donde el regimen perturbativo empieza a no ser válido.

Para el sector down se ha calculado el decaimiento del quark bottom en quark extraño y fotón, $b \to s\gamma$, y el resultado obtenido para el modelo estándar esta dentro de las bandas experimentales:

$$\begin{aligned} BR(b \to s\gamma)_{exp} &= (3{,}15 \pm 0{,}35 \pm 0{,}32 \pm 0{,}26) \times 10^{-4} \\ &= (3{,}15 \pm 0{,}54) \times 10^{-4} \qquad (16) \\ &= BR(b \to s\gamma)_{teor} = (3{,}48 \pm 0{,}33) \times 10^{-4} \end{aligned}$$

En este proceso se puede considerar la contribución de nueva física la cual aparece a nivel cuántico y las diferencias teórico experimental se podrían llenar con dicha contribución. En particular este proceso lo hemos utilizado para restringir momentos anómalos cromomagnético y cromoeléctrico del quark top, charm, momento dipolar eléctrico del W con el fotón.

En el sector de los quarks up se calculó por primera vez el decaimiento del quark top con cambio de sabor $t \to c\gamma$ en el modelo estándar, en un modelo con dos dobletes de Higgs, y una cuarta familia de fermiones. Las fracciones de decaimientos obtenidas son del orden de magnitud 10^{-12}, 10^{-9} y 10^{-7} respectivamente [13].

Posteriormente se realizó un cálculo similar para el decaimiento del quark charm $c \to u\gamma$ en el contexto de teorías supersimétricas. También se calcularon las contribuciones de largas distancias para los decaimientos semileptónicos del meson D en corrientes neutras que cambian sabor. Se estudiaron los procesos que producen violación de número leptónico de familia $D \to Vl^+l'^-$, $D \to \pi l^+l'^-$. Para hacer estos cálculos se consideró un modelo de dos dobletes de Higgs con cambio de sabor en el sector de los Higgses. Dicho modelo se conoce con el nombre de tipo III. La mejor predicción hecha en los cálculos teóricos es del orden de 10^{-9}. Este resultado es muy importante porque da información para experimentos que se realizan en FERMILAB en USA sobre estos procesos físicos[14].

Usando los datos experimentales del colisionador electrón protón del CERN, el cual ha llegado a niveles de presición del orden del 0,01 % para los decaimientos del campo de gauge Z en fermiones y las diferentes asimetrías que se pueden definir, se han restringido propiedades del quark top

$$R_l = \frac{\Gamma(Z \to hadrones)}{\Gamma(Z \to l^+l^-)}$$

$$R_b = \frac{\Gamma(Z \to b\bar{b})}{\Gamma(Z \to hadrones)} \quad (17)$$

El quark top entra en el loop al calcular las correcciones radiativas $\Gamma(Z \to hadrones)$ y $\Gamma(Z \to l^+l^-)$ y los diferentes acoplamientos del quark en este loop se pueden modificar para introducir nuevas propiedades que pueden ser acotadas en estos vértices de interacción. También se utilizó las mismas expresiones para estudiar nuevas representaciones de quarks en la naturaleza. En particular se consideraron quarks en representaciones de singlete, doblete, triplete, mirror fermion. Las cotas para los ángulos de mezcla que se obtuvieron son:

Modelo	$\lvert\sin\theta_L\rvert \leq$	$\lvert\sin\theta_R\rvert \leq$
Singlete	$4{,}661 \times 10^{-2}$	0
Doblete vectorial	0	6×10^{-2}
Mirror Fermion	$4{,}661 \times 10^{-2}$	6×10^{-2}
Triplete autoconjugado	$4{,}679 \times 10^{-2}$	$4{,}24 \times 10^{-2}$

3.6. Teorías efectivas

Las teorías efectivas se utilizan para introducir interacciones que resultarían de una teoría renormalizable a altas energías cuando se han integrado grados físicos de libertad pesados, quedando a bajas energías, un conjunto de nuevas interacciones con los campos de bajas energías. En particular, hemos trabajado teorías efectivas donde los operadores efectivos resultantes son invariantes bajo la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. En estos casos se pueden introducir momentos magnéticos de las partículas los cuales entran como nuevas interacciones. Dichas teorías son no renormalizables y las divergenias de la teoría se tratan como divergencias logarítmicas porque se asume que las divergencias cuadráticas se cancelan para proteger la teoría de bajas energías de una fuerte renormalización de la teoría de altas energías.

También se ha supuesto que los fermiones ordinarios no son partículas puntuales, sino que tienen alguna estructura, lo cual sugiere que existen fermiones excitados o compuestos que se acoplan a los de bajas energías en forma tensorial. Dichos acoples se asumen que respetan la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, en particular se utilizan lagrangianos de la forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{gf}{\Lambda}\bar{L}\sigma^{\mu\nu}\frac{\tau}{2}l_L W^{\mu\nu} + \frac{g'f'}{\Lambda}\bar{L}\sigma^{\mu\nu}Y l_L B^{\mu\nu} \\ &+ \bar{L}\left(g\frac{\tau}{2}\dot{W}^{\mu} + \frac{g'}{2}YB^{\mu}\right)L \end{aligned} \tag{18}$$

En estos casos hemos podido establecer la escala de energía de la nueva teoría y también detrminar a que valores de energía empiezan a hacerse importantes los efectos de la estructura interna de las partículas y su comportamiento deja de ser puntual.

4. Conclusiones

Se desarrolló el formalismo de las teorías de gauge asociadas a las interacciones fuertes y eletrodébiles. Además se discutieron algunos modelos de de unificación de dichas interacciones y diferentes aspectos fenomenológicos.

Referencias

[1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961); S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967); A. Salam, in *Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity (Nobel Symposium No. 8)*, edited by N.Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968), p. 367

[2] H. Fritzsch, Phys. Lett. **B 70**, 436 (1977); Phys. Lett. **B 73**, 317 (1978); Nucl. Phys. **B 155**, 189 (1979); H. Fritzsch and J. Plankl, Phys. Lett. B **237**, 451 (1990).

[3] A. Carcamo, R. Martinez and J. Rodriguez. Aceptado Europ Jour Phys C (2007).

[4] R. Martinez, Teoría cuántica de campos. Universidad Nacional de Colombia. Bogotá. 2002

[5] L. Lavoura, Int JP **A 9**, 1873 (1994).

[6] Y. F. Zhou, J. Phys. G **30**, 783 (2004) [arXiv:hep-ph/0307240]; arXiv:hep-ph/0309076;

[7] H. Fritzsch and Z. Xing, Phys. Lett. B **555**, 63 (2003) [arXiv:hep-ph/0212195]; Prog. Part. Nucl. Phys. **45**, 1 (2000) [arXiv:hep-ph/9912358]; Nucl. Phys. B **556**, 49 (1999) [arXiv:hep-ph/9904286]; Phys. Lett. B **353**, 114 (1995)[arXiv:hep-ph/9502297].

[8] For discussions and reviews, see: R.N. Mohapatra, *Unification and Supersymmetry* (Springer, New York, 1986); P. Langacker, Phys. Rep. **C72**, 185 (1981); H. E. Haber and G. L. Kane, Phys. Rep. **117**, 75 (1985); M. B. Green, J. H. Schwarz and E. Witten, *Superstring Theory, Vols. 1 & 2* (Cambridge University Press, Cambridge, 1987).

[9] G. Segrè and J. Weyers, Phys. Lett. **B65**, 243 (1976); B.W. Lee and S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **38**,1237 (1977); P. Langacker and G. Segrè, Phys. Rev. Lett. **39**, 259 (1977); M. Singer, Phys. Rev. **D19**, 296 (1979); K.T. Mahanthapa and P.K. Mohapatra, Phys. Rev. **D42**, 1732 (1990); **D42**, 2400 (1990); **D43**, 3093 (1991); F. Gürsey, P. Ramond, and P. Sikivie, Phys. Lett. **B60**, 177 (1975); F. Gürsey and M. Serdaroglu, Lett. Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. **21**, 28 (1978).

[10] A. Hernandez-Galeana, R. Martinez. Phys.Rev.**D51**, 3962 (1995); A.H. Galeana, W.A. Ponce, A. Zepeda, R. Martinez. Phys.Rev.**D44**, 2166 (1991).

[11] F. Pisano and V. Pleitez, Phys. Rev. **D46**, 410 (1992); P.H. Frampton, Phys. Rev. Lett. **69**, 2887 (1992); J.C. Montero, D. Ng, Phys. Rev. **D49**, 4805 (1994); L. Epele, H. Fanchiotti, C. García Canal and D. Gómez Dumm, Phys. Lett. **B343** 291 (1995); M. Özer, Phys. Rev.**D54**, 4561 (1996); D. Gómez Dumm, Phys. Lett. **B411**,313 (1997); A. Carcamo, R. Martinez, F. Ochoa, Phys.Rev. **D73** 035007 (2006); Fredy Ochoa, R. Martinez, Phys.Rev. **D72** 035010(2005); Rodolfo A. Diaz, R.

Martinez, F. Ochoa, Phys.Rev. **D69** 095009 (2004); Rodolfo A. Diaz, R. Martinez, F. Ochoa, Phys.Rev. **D72** 035018 (2005); G. A. Gonzalez-Sprinberg, R. Martinez, J.-Alexis Rodriguez, Phys.Rev. **D71** 035003 (2005); Alex G. Dias, R. Martinez, V. Pleitez, Eur.Phys.J. **C39** 101-107 (2005); G. A. Gonzalez-Sprinberg, R. Martinez, O. Sampayo. Phys.Rev. **D71** 115003 (2005); Rodolfo A. Diaz, R. Martinez, J. Mira, J. Alexis Rodriguez, Phys.Lett. **B552** 287 (2003); R. Martinez, William A. Ponce, Luis A. Sanchez, Phys.Rev. **D65** 055013 (2002); Luis A. Sanchez, William A. Ponce, R. Martinez, Phys.Rev. **D64** 075013 (2001).

[12] G. Senjanovic, Rabindra N. Mohapatra, Phys.Rev.**D12**, 1502 (1975); Riccardo Barbieri, Rabindra N. Mohapatra, A. Masiero, Phys.Lett.**B105**369 (1980); Riazuddin, Fayyazuddin, Phys.Lett.**B96** 331 (1980); Jogesh C. Pati, Subhash Rajpoot (Imperial Coll., London) , Abdus Salam,Phys.Rev.**D17** 131 (1978); R. Martinez, M.A. Perez, J.J. Toscano, Phys.Rev.**D40** 1722 (1989); R. Martinez, M.A. Perez, Nucl.Phys.**B347** 105 (1990).

[13] J.L. Diaz-Cruz, R. Martinez, M.A. Perez, A. Rosado. Phys.Rev. **D41** 891 (1990); David Atwood, Shaouly Bar-Shalom, Gad Eilam, Amarjit Soni. Phys.Rept. **347** 1 (2001); F. Larios, R. Martinez, Int.J.Mod.Phys. **A21** 3473 (2006); F. Larios, R. Martinez, M.A. Perez, Phys.Rev. **D72**, 057504 (2005).

[14] G. Lopez Castro, R. Martinez, J.H. Munoz. Phys.Rev. **D58** 033003 (1998).